

Зарядовый кубит с оптическим управлением в тонкой полупроводниковой пластине

А.В.Цуканов, И.Ю.Катеев

Проведен теоретический анализ динамики одноэлектронной двойной квантовой точки (зарядового кубита) в оптическом микрорезонаторе (МР) с учетом влияния оптических и акустических фононов. В качестве примера акустической фононной подсистемы рассмотрены моды Лэмба двумерного механического резонатора (тонкой пластины). Установлено, что оптическая колебательная мода может использоваться в качестве инструмента управления кубитом, аналогично оптической фотонной моде. В рамках феноменологической модели рассчитана вероятность выполнения квантовой операции «НЕ» для двух вариантов управления кубитом: в фотонном поле МР и в комбинированном фотон-фононном поле МР и пластины. Показано, что когерентный обмен энергией между кубитом и набором акустических фононных мод приводит к уменьшению данной вероятности, которая зависит от числа мод, начального состояния фононного поля и скорости распада мод.

Ключевые слова: квантовый компьютер, кубит, квантовая точка, микрорезонатор, акустические фононы.

1. Введение

Полупроводниковая двойная квантовая точка (ДКТ), состоящая из двух туннельно-связанных квантовых точек (КТ) и содержащая один избыточный электрон в квантованной части зоны проводимости удерживающего потенциала, может рассматриваться в качестве двухуровневой системы (кубита) [1–5]. Два логических состояния зарядового ДКТ-кубита ассоциируются с локализованными одноэлектронными орбиталями в каждой из КТ. Произвольное состояние кубита задается их линейной суперпозицией. Управление таким кубитом было продемонстрировано экспериментально для ДКТ на основе двумерного электронного газа в GaAs/AlGaAs-гетероструктуре [5]. Важная особенность данной системы состоит в том, что параметры кубита изменяются при варьировании электрического потенциала на управляющих затворах [5, 6] и/или частоты и амплитуды оптического поля (лазерного [7] или микрорезонаторного [8]).

Однако существуют процессы, разрушающие когерентность состояния кубита, которые связаны с твердотельным окружением ДКТ. Электрон, находящийся в ДКТ, взаимодействует с полем механических напряжений, описываемым продольными (ЛО) и поперечными (ТО) оптическими и продольными (ЛА) и поперечными (ТА) акустическими колебаниями кристаллической решетки – фононами [9]. Напомним, что в трехмерных (кристаллы) или двумерных (квантовые ямы) полупроводниках основным каналом релаксации возбужденного электрона является эмиссия ЛО фонона, обусловленная взаимодействием Фрелиха и происходящая за время порядка пикосекунд

ды. В нульмерных же системах (КТ) из-за дискретности энергетического спектра и вследствие слабой дисперсии ЛО фононов качественный анализ, базирующийся на законе сохранения энергии, предсказывает весьма низкую скорость ЛО фононного рассеяния. Это утверждение справедливо, если частота ω_a электронного перехода в КТ (разность энергий основного и первого возбужденного состояний электрона) не равна частоте ЛО фонона ω_{LO} (здесь и далее частоты выражаются в энергетических единицах), лежащей для GaAs в узком интервале, центр которого соответствует 36.2 мэВ (эффект «фононного горла» [10]). В данном случае механизм релаксации возбужденного электрона обусловлен гибридизацией электронной и фононной степеней свободы и образованием полярона, ангармонический распад которого сопровождается испусканием нескольких акустических фононов [11]. В кристаллических КТ, выращенных по методу Странского–Крастанова, частота перехода составляет от нескольких десятков мэВ до 0.1 эВ. Скорость распада нетривиальным образом зависит от частоты перехода и может варьироваться в пределах нескольких порядков на данном интервале частот [12]. Следовательно, путем надлежащего выбора величины ω_a можно существенно замедлить процесс ангармонической релаксации полярона. Другой диссипативный канал связан с ЛА фононами, описываемыми в приближении деформационного потенциала. Их взаимодействие с ДКТ является слабым по сравнению с фрелиховскими эффектами в трехмерных кристаллах [13]. Энергии ЛА фононов, при которых их плотность в кристалле значительна (от нуля до нескольких мэВ), существенно меньше энергии перехода между основными и возбужденными состояниями ДКТ, и вероятность соответствующего акта рассеяния невелика, т.к. энергия перехода в подобных КТ превышает 1 мэВ [14].

Данный вывод справедлив, если спектр КТ хорошо описывается в рамках двухуровневого приближения. Наличие же нескольких близкорасположенных (или даже вырожденных) возбужденных состояний разной симме-

А.В.Цуканов, И.Ю.Катеев. Физико-технологический институт РАН, Россия, 117218 Москва, Нахимовский просп., 34; e-mail: ikateyev@mail.ru

Поступила в редакцию 11 апреля 2018 г., после доработки – 16 июля 2018 г.

трии приводит к комбинированной релаксации, включающей в себя переход между этими состояниями с испусканием/поглощением акустического фонона [12]. Кроме того, для ДКТ, в спектре которой присутствуют гибридные возбужденные орбитали, возможны процессы с участием фононов, энергии которых соответствуют энергии расщепления уровней. Целью настоящей работы является изучение влияния набора квазидискретных акустических мод на эволюцию кубита. Предполагая, что ДКТ и моды могут когерентным образом обмениваться энергией, мы рассчитаем зависимость вероятности переноса электрона между основными состояниями от времени. Используя в качестве модели резервуара набор акустических мод, мы получаем зависимости максимальной вероятности переноса от энергии взаимодействия данных мод с электроном ДКТ и скоростей их распада. Как будет показано, эта вероятность также зависит от начального состояния фононного поля (когерентного или теплового).

2. Модель и основные уравнения

В настоящей работе в качестве оптического поля, вызывающего требуемую квантовую эволюцию зарядового ДКТ-кубита, используется квантовое однофотонное поле одномодового микрорезонатора (МР) с частотой моды ω_c (рис.1). Также допускается возможность использования ЛО моды с частотой ω_{LO} для возбуждения оптического перехода в ДКТ [15]. Мы моделируем динамику гибридной системы ДКТ-МР-фононы, предполагая обратимый обмен энергией между подсистемами. Данная ситуация может иметь место в низкоразмерных полупроводниковых структурах (пластинах, стержнях), где фононный спектр обладает высокой степенью дискретности [16]. Если в окрестности частот переходов ДКТ и частоты МР находятся и частоты фононных мод, то возможна когерентная трансформация электронного возбуждения в ДКТ в фотон МР или в фононы структуры. В этом случае будут наблюдаться сложные осцилляции населенностей базисных состояний гибридной системы. Аналогом нашей системы является фазовый сверхпроводящий кубит с микроволновым управлением, способный обмениваться квантом энергии с электромеханическим нанорезонатором на основе нитрида алюминия [17].

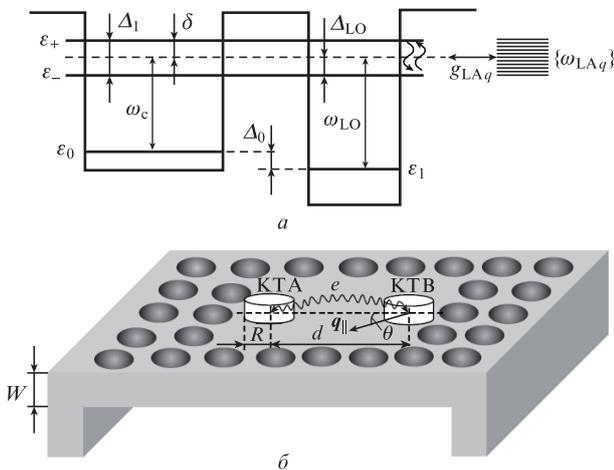


Рис.1. Потенциальный профиль ДКТ-кубита (а) и схематичное изображение ДКТ в тонкой подвешенной пластине, представляющей собой оптический и фононный резонаторы (б). Обозначения см. в тексте.

Предположим, что разность энергий Δ_1 гибридных уровней ДКТ близка к частотам ω_{LAq} набора $q = 1 - N$ акустических фононных мод. Также мы будем предполагать слабую связь между акустическими фононами и электроном ДКТ, что обуславливает низкую населенность мод, $n_{LAq} \ll 1$. В начальный момент времени МР содержит один фотон, что необходимо для реализации однокубитных вращений [8]. Диссипативные эффекты, связанные с уходом фотона из резонатора и ангармоническим распадом фононных мод пластины, феноменологически вводятся в гамильтониан H_0 уравнения Шредингера путем добавления мнимой части к соответствующим частотам:

$$H_0 = \sum_{i=0,1,-,+} \varepsilon_i |i\rangle \langle i| + (\omega_c - i\kappa) a^\dagger a + (\omega_{LO} - i\gamma_{LO}) b_{LO}^\dagger b_{LO} + \sum_{q=1}^N (\omega_{LAq} - i\gamma_{LAq}) b_{LAq}^\dagger b_{LAq}, \quad (1)$$

где ε_i ($i = 0, 1, -, +$) – энергии четырех состояний ДКТ; $a(a^\dagger)$ – оператор уничтожения (рождения) фотона в МР; $b_{LAq}(b_{LAq}^\dagger)$ – оператор уничтожения (рождения) фонона в акустической моде q ; $b_{LOq}(b_{LOq}^\dagger)$ – оператор уничтожения (рождения) фонона в оптической моде; κ, γ_{LAq} и γ_{LO} – скорости распада моды МР и фононных мод. Здесь и далее полагаем $\hbar = 1$. Обмен энергией между МР и ДКТ описывается расширенным гамильтонианом Джайнса-Каммингса:

$$H_{JC} = \Omega_{0-} a |-\rangle \langle 0| + \Omega_{0+} a |+\rangle \langle 0| + \Omega_{1-} a |-\rangle \langle 1| + \Omega_{1+} a |+\rangle \langle 1| + \text{H.c.}, \quad (2)$$

где $\Omega_{0-}, \Omega_{0+}, \Omega_{1-}$ и Ω_{1+} – коэффициенты взаимодействия электрона и фотона МР (частоты Раби). Аналогичным образом выглядит гамильтониан взаимодействия ДКТ и ЛО фонона:

$$H_{e-LO} = g_{0-} b_{LO} |-\rangle \langle 0| + g_{0+} b_{LO} |+\rangle \langle 0| + g_{1-} b_{LO} |-\rangle \langle 1| + g_{1+} b_{LO} |+\rangle \langle 1| + \text{H.c.}, \quad (3)$$

где g_{0-}, g_{0+}, g_{1-} и g_{1+} – коэффициенты взаимодействия электрона и оптической моды пластины. Что касается контакта электрона и акустических мод, то он возможен только для перехода между гибридными уровнями, расщепление которых составляет величину порядка 1 – 5 мэВ, и соответствующий гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H_{e-LA} = \sum_{q=1}^N g_{LAq} b_{LAq} |+\rangle \langle -| + \text{H.c.}, \quad (4)$$

где g_{LAq} – коэффициент взаимодействия электрона и акустического фонона моды q .

Полный гамильтониан электрон-фотон-фононной системы имеет вид

$$H = H_0 + H_{JC} + H_{e-LA} + H_{e-LO}. \quad (5)$$

Уравнение Шредингера

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = H |\Psi\rangle \quad (6)$$

с гамильтонианом (5) задает эволюцию вектора $|\Psi\rangle$ состояния системы. Данный вектор представляется в виде разложения

$$|\Psi\rangle = \sum_{k=1}^M c_k |k\rangle$$

по базисным векторам вида

$$|k\rangle = |i\rangle \otimes |n_c\rangle \otimes |n_{LO}\rangle \otimes \prod_{q=1}^N |n_{LAq}\rangle,$$

где $k = 1 - M$; n_{LO} – населенность LO фоновой моды; n_c – населенность моды резонатора. Размерность гильбертова пространства модели с учетом условий $n_{LAq} + n_{LO} \leq 1$ (не более одного колебательного кванта в системе) и $n_c + n_{LO} \leq 1$ (не более одного оптического кванта в системе) есть $M = 6(N + 1) + 2$. Удобно перейти в систему отсчета, связанную с МР, при помощи унитарного преобразования

$$T = \exp[-i\omega_c(|-\rangle\langle -| + |+\rangle\langle +| + a^\dagger a + b_{LO}^\dagger b_{LO})t],$$

при этом гамильтониан H_0 приобретает вид

$$\begin{aligned} \tilde{H}_0 = T^\dagger H_0 T + i \frac{\partial T^\dagger}{\partial t} T = \Delta_0 |1\rangle\langle 1| + \delta |-\rangle\langle -| \\ + (\delta + \Delta_1) |+\rangle\langle +| - ika^\dagger a + (\Delta_{LO} + \delta - \Delta_0 - i\gamma_{LO}) b_{LO}^\dagger b_{LO} \\ + \sum_{q=1}^N (\omega_{LAq} - i\gamma_{LAq}) b_{LAq}^\dagger b_{LAq}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\Delta_0 = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$ – разность энергий основных состояний ДКТ; $\Delta_1 = [V^2 + (\varepsilon_{A1} - \varepsilon_{B1})^2]^{1/2}$ – разность энергий гибридных состояний ДКТ; V – матричный элемент туннелирования между возбужденными состояниями $|A1\rangle$ и $|B1\rangle$ изолированных КТ (А и В на рис.1) с энергиями ε_{A1} и ε_{B1} ; $\delta = \omega_0 - \omega_c$ – отстройка частоты МР от частоты перехода $|0\rangle \leftrightarrow |-\rangle$; $\Delta_{LO} = \omega_{LO} - \omega_1$ – отстройка частоты LO моды от частоты перехода $|1\rangle \leftrightarrow |-\rangle$. Напомним, что гибридные состояния $|-\rangle$ и $|+\rangle$ связаны с возбужденными состояниями $|A1\rangle$ и $|B1\rangle$ следующим образом:

$$|-\rangle = \alpha |A1\rangle + \sqrt{1 - \alpha^2} |B1\rangle, \quad |+\rangle = \sqrt{1 - \alpha^2} |A1\rangle - \alpha |B1\rangle,$$

где $\alpha = \sin(\theta/2)$; $\theta = \arctan(2V/\Delta_1)$.

Укажем основные параметры ДКТ, МР и фоновых мод, соответствующие реальным низкоразмерным системам на основе КТ. Для кристаллических вертикальных ДКТ на основе GaAs с радиусом $R = 5 - 10$ нм и толщиной барьера $L = 10 - 15$ нм при глубине потенциальной ямы $U = 0.2 - 0.3$ эВ частота перехода ω_0 между основными и возбужденными уровнями составляет 0.1 эВ. Нахождение гибридных уровней вблизи края барьера обуславливает их значительное туннельное расщепление с энергией $V \approx 1 - 5$ мэВ. Оценка $d_a \approx eR$ для матричных элементов оператора оптического дипольного перехода, а также типичные величины для амплитуд однофотонного поля $E_c \approx 1 - 10$ В/см дают приблизительную величину 10^{-6} эВ для частот Раби Ω_{0-} , Ω_{0+} , Ω_{1-} и Ω_{1+} ДКТ. Что касается коэффициентов взаимодействия электрона с фоновыми модами, то их значения задаются типом структуры, в которой расположена ДКТ, а также взаимными отстройками частот переходов ДКТ, моды МР и фоновых мод. Например, если ДКТ находится в пластине толщиной

100–1000 нм, то, выбирая геометрию системы, можно практически полностью подавить (или, наоборот, усилить) взаимодействие возбужденного электрона с LA фонами [16]. Скорость диссипации фотона $\kappa \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ эВ соответствует наблюдаемым значениям для высокочастотных полупроводниковых МР.

В разд.3 и 4 приводятся результаты расчетов, конкретизирующие влияние на когерентную динамику ДКТ каждого из названных выше процессов, которые связаны с обменом энергией между ДКТ, МР и фонами. В качестве конкретного примера реальной системы мы рассматриваем ДКТ, находящуюся в центре тонкой пластины, для которой были найдены собственные частоты акустических мод и коэффициенты взаимодействия с электронном ДКТ. Моделирование динамики проводилось как для данной структуры, так и для системы с усредненными характеристиками. Все параметры в этих разделах даны в единицах частоты МР ω_c , которую мы полагаем фиксированной и равной 0.1 эВ.

3. Взаимодействие ДКТ и локализованных акустических фононов в тонкой пластине

Поскольку квантовая когерентность является обязательным требованием к физической системе, рассматриваемой в качестве кубита, то, наряду с разработкой способов реализации квантовых операций, необходимо изучать и паразитное влияние внешних шумов. К числу основных источников потери когерентности в зарядовых кубитах на основе КТ относится электрон-фононное взаимодействие, которое приводит к релаксации и дефазировке электронных состояний в КТ [1, 2]. Одним из путей управления электрон-фононным взаимодействием служит трансформация частотного спектра механических колебаний. Фононный спектр ограниченных структур (нанокристаллов, тонких пластинок) отличается от спектра объемных материалов, в частности, образованием продольных (ветвей). Современные технологии позволяют проектировать структуры с различными профилями и размерами, например тонкие подвесные (free-standing) мембраны, взаимодействующие с остальной массивной частью образца только в точках крепления. Мы будем исследовать влияние фононов на GaAs/InAs-ДКТ, помещенную в тонкую пластину, на частотах $\omega_0 \leq 1$ мэВ, соответствующих частоте перехода Δ_1 электрона между расщепленными возбужденными уровнями. Для этого мы рассчитаем спектр механических колебаний и вклад каждой фононной ветви в электронно-фононное взаимодействие для пластин различной толщины.

Следуя работам [16, 18–20], обратимся к модели, описывающей взаимодействие волн Лэмба с ДКТ, расположенной посередине тонкой пластины. Пластина почти полностью отделена от остального материала (подложки), так что акустические колебания целиком ограничены верхней и нижней гранями. Если пренебречь возмущениями, вносимыми точками соединения пластины и подложки, то пластина ведет себя как фононный резонатор [21, 22]. Поскольку мы рассматриваем только деформационное взаимодействие, то возникают два вида лэмбовских мод (волн): дилатационные моды (сжатие) и моды изгиба. Если ДКТ находится в центральной области пластины, то можно учитывать только дилатационные волны, поскольку для волн изгиба взаимодействие с КТ от-

существует. Соответствующие дисперсионные соотношения для этих волн следуют из уравнения Релея–Лэмба (см., напр., [21]):

$$\begin{cases} \frac{\tan t}{\tan l} = -\frac{4x^2lt}{(x^2 - t^2)^2}, \\ c_{\text{long}}^2(x^2 + l^2) = c_{\text{trans}}^2(x^2 + t^2), \end{cases} \quad (8)$$

где c_{long} и c_{trans} – продольная и поперечная скорости акустических волн в трехмерном полупроводнике; $x = q_{\parallel}W/2$; $t = q_{\text{trans}}W/2$; $l = q_{\text{long}}W/2$; q_{\parallel} , q_{long} и q_{trans} – латеральная, продольная и поперечная компоненты волнового вектора фонона (в плоскости пластины); W – толщина пластины. При каждом значении x система (8) имеет множество решений (ветвей) для t и l . Частота ветви с номером n определяется следующим выражением:

$$\omega_n = \frac{2c_{\text{long}}\sqrt{x^2 + l_n^2}}{W} = \frac{2c_{\text{trans}}\sqrt{x^2 + t_n^2}}{W}. \quad (9)$$

Коэффициент взаимодействия фонона и ДКТ имеет вид [16]

$$g_n = \lambda_n \mathcal{P}(q_{\parallel}) [1 - \exp(-i q_{\parallel} d)], \quad (10)$$

где d – вектор, соединяющий центры двух КТ. Форм-фактор для КТ с радиусом R дается формулой

$$\mathcal{P}(q_{\parallel}) = \int n_c(r) \exp(-i q_{\parallel} r_{\parallel}) d^3r = \exp\left(-\frac{2x^2 R^2}{W^2}\right), \quad (11)$$

а распределение плотности заряда электрона $n_c(r)$ предполагается гауссовым:

$$n_c(r) = \delta(z) \frac{1}{2\pi R^2} \exp\left(-\frac{r_{\parallel}^2}{2R^2}\right), \quad (12)$$

где $\delta(z)$ – дельта-функция Дирака. Таким образом, коэффициент взаимодействия можно представить в виде

$$g_n = \lambda_n \exp\left(-\frac{2x^2 R^2}{W^2}\right) \left[1 - \exp\left(-i \frac{4xd \cos \theta}{W}\right)\right]. \quad (13)$$

Величина

$$\lambda_n = E_n \frac{16}{W^4} \sqrt{\frac{\hbar E_{\alpha}^2}{2A_s \rho \omega_n}} (l_n^2 - x^2)(l_n^2 + x^2) \sin t_n$$

описывает интенсивность взаимодействия электрона с дилатационными LA фононами. Здесь E_{α} – постоянная деформационного потенциала; A_s – площадь пластины; ρ – плотность полупроводника; постоянная нормировки F_n рассчитывается в соответствии с выражениями, приведенными в работе [22]. Мы использовали следующие параметры для GaAs-КТ: $E_{\alpha} = 2.2 \times 10^{-18}$ Дж, $\rho = 5.3 \times 10^3$ кг/м³, $c_{\text{trans}} = 3.35 \times 10^3$ м/с, $c_{\text{long}} = 5.7 \times 10^3$ м/с, $A_s = 1$ мкм², $R = 10$ нм, $d = 30$ нм.

Зависимость частот ω_n собственных мод от параметра $x = q_{\parallel}W/2$ при толщине пластины $W = 400$ нм приведена на рис.2. Согласно выражению (9) число ветвей в диапазоне $\omega \leq 1$ мэВ будет пропорциональным толщине W , и при $W = 400$ нм оно равно 46. При этом ветви дают разный вклад в электрон-фононное взаимодействие. В работе [21] проведен подробный анализ системы (8) и показа-

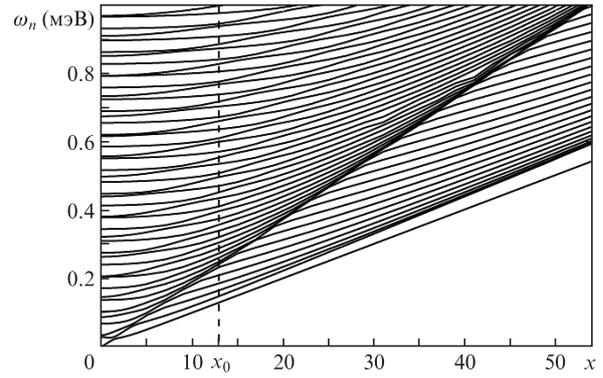


Рис.2. Спектр собственных фононных мод GaAs-пластины.

но, что в зависимости от x существует несколько типов решений, а именно: l_n, t_n – оба чисто мнимые; l_n – мнимое, t_n – действительное; l_n, t_n – оба действительные. Расчет коэффициента электрон-фононного взаимодействия (13) показывает, что для мнимых l_n и t_n абсолютная величина g_n на много порядков меньше, чем в случае действительных l_n и t_n . Это связано с уменьшением нормировочной постоянной F_n за счет резкого роста экспоненциальных слагаемых в [22]. Аналогичные результаты получаются и для пластин с толщиной $W = 200$ и 600 нм. Таким образом, при малых x необходимо учитывать все ветви фононного спектра, тогда как при больших x вклад в результирующее взаимодействие дают только верхние ветви.

4. Влияние электрон-фононного обмена в возбужденной ДКТ на реализацию квантового вентиля «НЕ»

Используя результаты разд.3, мы анализируем динамику электрона в ДКТ и МР с учетом обмена квантом между симметричной ($\Delta_0 = \Delta_1 = 0$) ДКТ и набором акустических фононных мод. Выберем в качестве начального состояния $|0\rangle \otimes |1\rangle_c \otimes |0_{\text{LO}}\rangle \otimes |0_{\text{LA}1}\rangle \dots |0_{\text{LA}N}\rangle$ и настроим частоту перехода с уровня $|0(1)\rangle$ на уровень $|+\rangle$ в ДКТ в резонанс с частотой МР. Отметим, что настройка частоты перехода с уровня $|0(1)\rangle$ на уровень $|-\rangle$ в ДКТ в резонанс с частотой МР не приводит к обмену энергией с фононными модами. Это связано с тем, что первоначально все моды резервуара не заселены, и ДКТ не может поглотить квант энергии, который обеспечивал бы переход $|-\rangle \rightarrow |+\rangle$. Таким образом, при достаточно высокой степени дискретизации фононного спектра и низкой температуре выбор состояния $|-\rangle$ в качестве транспортного обеспечивает изоляцию ДКТ от влияния акустических мод. Частота оптической фононной моды отстроена от частоты перехода в ДКТ и практически не влияет на эволюцию вектора состояния системы.

Получим численное решение уравнения (6) для различных толщин пластины W (рис.2). Так, на рис.3 (здесь и далее положим $\Omega_{0(1)+} = \Omega_{A(B)}$) показаны зависимости населенностей P_i состояний ДКТ от времени для некоторого набора параметров при толщине, удовлетворяющей условию $x = x_0$. В данном случае симметричная ДКТ управляется только однофотонным полем МР. Как можно видеть, перенос электрона между логическими состояниями через транспортный уровень $|+\rangle$ сопровождается нежелательным заселением нижнего гибридного

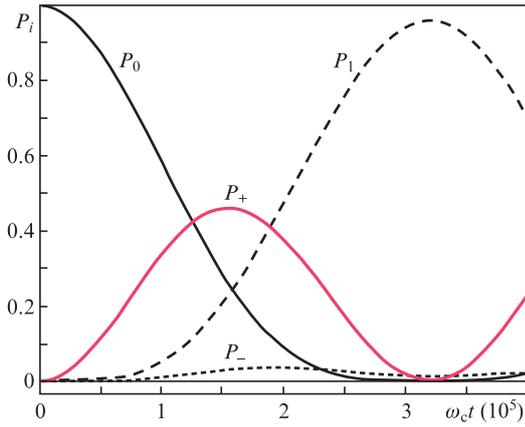


Рис.3. Зависимости населенностей P_i четырех состояний симметричной ДКТ от времени для набора частот фононного резервуара, отвечающего штриховой линии $x = x_0$ на рис.2. Параметры системы: $V = 0.25 \times 10^{-2}$, $\Delta_0 = 0$, $\Delta_{LO} = 10^{-3}$, $\Omega_{A(B)} = 10^{-5}$, $\kappa = \gamma_{LA} = \gamma_{LO} = 10^{-7}$.

уровня $|-\rangle$ за счет резонансного возбуждения фононной подсистемы, находившейся в вакуумном состоянии. Фактически, в процессе задействованы несколько LA мод, частоты которых лежат в непосредственной близости от частоты перехода между гибридованными уровнями. Чтобы продемонстрировать влияние всего фононного резервуара на перенос электрона, построим зависимость максимальной населенности конечного состояния $|1\rangle$ от энергии туннелирования V , которая определяет расщепление гибридованных уровней для выбора толщины пластинки, удовлетворяющей условию $x = x_0$. При точном совпадении энергий состояний $|A1\rangle$ и $|B1\rangle$ частота перехода между ними равна $2V$. Варьируя ее в области частот акустических мод пластинки, можно увидеть, насколько каждая из них воздействует на динамику электрона. При сканировании энергии V зависимость $\max P_1$ от Δ_1 демонстрирует последовательность минимумов, (рис.4), отвечающих частотам LA мод, а их значения определяются коэффициентами взаимодействия g_n – чем они больше, тем меньше $\max P_1$.

Для более толстых пластин частоты фононов сближаются, образуя квазиконтинуум, который проявляет свойства марковского резервуара. В этом случае моделирова-

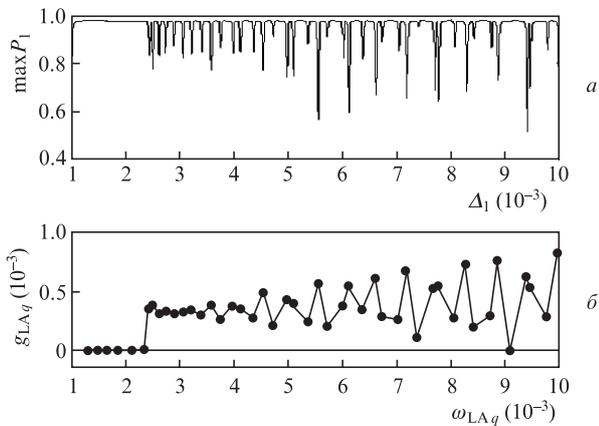


Рис.4. Зависимости максимальной вероятности переноса от частоты перехода между расщепленными уровнями в ДКТ (а) и энергии взаимодействия электрона с акустическими модами пластины от частоты $\omega_{LA,q}$ ($N = 46$) (б). Параметры системы: $\Delta_0 = 0$, $\Delta_{LO} = 10^{-3}$, $\Omega_{A(B)} = 10^{-5}$, $\kappa = \gamma_{LO} = \gamma_{LA,q} = 10^{-7}$.

ние спектра фононной подсистемы проводится следующим образом. Нас интересует, в первую очередь, интервал частот с центральной частотой Δ_1 , соответствующей разности энергий гибридованных уровней $|-\rangle$ и $|+\rangle$. Выбор ширины интервала частот X при фиксированном числе мод N связывает плотность фононных мод с расстоянием между соседними модами $\Delta_m = X/(N-1)$, а частоты мод эквидистантного спектра LA фононов $\omega_{LA,q} = \Delta_1 - X/2 + (q-1)\Delta_m$ ($q = 1-N$). Скорость распада фононных мод $\gamma_{LA,q}$ задается на основании данных экспериментов и варьируется в пределах $\sim 10^{-6} - 10^{-9}$ эВ. В настоящей работе для простоты мы полагаем частоты обмена квантом между ДКТ и фононами, а также скорости распада одинаковыми для всех мод (приближение белого шума): $g_{LA,q} \equiv g_{LA}$ и $\gamma_{LA,q} \equiv \gamma_{LA}$.

В режиме низких температур вероятность поглощения квантовой точкой теплового фонона будет значительно меньше вероятности фононной эмиссии возбужденным электроном. Следовательно, если в качестве транспортного выбирается нижнее гибридованное состояние, то процесс переноса электрона будет в меньшей степени подвержен релаксации. Энергия взаимодействия (скорость обмена квантом) ДКТ и набора фононных мод пропорциональна населенности мод и их плотности на частоте перехода. В свою очередь, населенность определяется отношением частоты моды к температуре, а также механизмом заселения. Так, для теплового (пуассоновского) поля вероятность нахождения в моде n_{ph} фононов $P_{therm}(n_{ph}) = \bar{n}^{n_{ph}} / (1 + \bar{n})^{n_{ph} + 1}$, а для когерентного поля (например, создаваемого резонансным микроволновым монохроматическим источником) вероятность $P_{coh}(n_{ph}) = \bar{n}^{n_{ph}} \exp(-\bar{n}) / n_{ph}!$ (здесь $\bar{n} = [\exp(\omega_q/\Theta) - 1]^{-1}$ – среднее число фононов с частотой ω_q при температуре Θ). Нас интересует случай, когда среднее число фононов в моде не превышает 1 (рис.5).

Рассмотрим влияние акустических фононов на процесс переноса электрона в нашей когерентной модели. Теперь оптические переходы в асимметричной ДКТ независимо управляются однофотонным полем МР и однофононным полем LO моды, как показано на рис.1, а обратимый обмен энергией с LA фононами происходит при переходе между гибридованными уровнями. Начальное состояние фононной моды с частотой ω_q может быть представлено в виде $|\Psi\rangle_{LA,q} \approx \sqrt{1-P(1)}|0\rangle_q + \sqrt{P(1)}|1\rangle_q$, где мы пренебрегли возможностью заселения состояний с

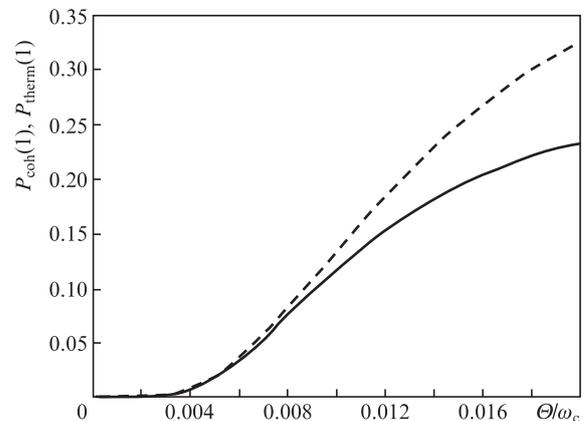


Рис.5. Зависимости населенностей $P_{coh}(1)$ (штриховая кривая) и $P_{therm}(1)$ (сплошная кривая) однофононных состояний от температуры Θ для когерентного и теплового полей.

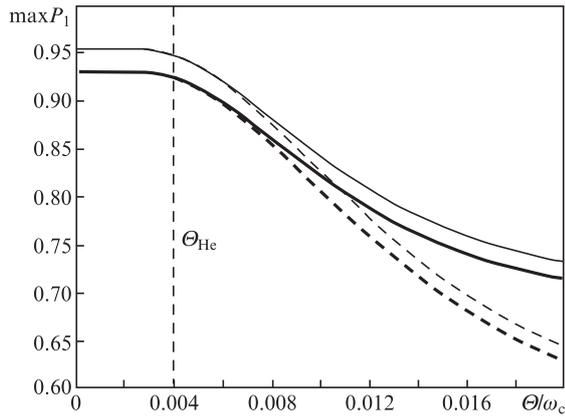


Рис.6. Зависимости $\max P_1$ от температуры Θ для когерентного (штриховые кривые) и теплового (сплошные кривые) начальных состояний фоновонного поля и для двух транспортных состояний – нижнего, $|0\rangle \leftrightarrow |-\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ (тонкие кривые), и верхнего, $|0\rangle \leftrightarrow |+\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ (жирные кривые). Вертикальная штриховая линия указывает примерное положение температуры жидкого гелия $\Theta_{\text{He}} = 4.2$ К. Параметры системы: $V = 10^{-2}$, $\Delta_0 = -10^{-1}$, $\Omega_{A(B)} = g_{LO} = 10^{-5}$, $\kappa = \gamma_{LA} = \gamma_{LO} = 10^{-7}$, $N = 10$.

$n_q > 1$. Всего учитывалось $N = 10$ мод в окрестности частоты перехода Δ_1 шириной $g_{LA} = 10^{-6}$. Результаты расчетов (рис.6) указывают на монотонное уменьшение вероятности переноса, начиная со значений Θ , примерно соответствующих температуре жидкого гелия. Для когерентного фоновонного поля это уменьшение сильнее, чем для теплового. При низких температурах главным фактором, определяющим значение $\max P_1$, является выбор транспортного уровня. Как и следовало ожидать, для нижнего гибридного состояния вероятность переноса оказывается больше (потери целиком определяются уходом фотонов из МР). С ростом температуры величина максимума зависит уже от начального состояния фоновонной подсистемы, и для когерентного поля она уменьшается быстрее, чем для теплового.

Исследуем теперь зависимость вероятности переноса от скорости распада γ_{LA} акустических мод для двух значений g_{LA} . Логично предположить, что чем она больше, тем вероятность меньше. Однако можно видеть, что при очень высоких скоростях ($\gamma_{LA} > 10^{-4}$) происходит увеличение вероятности переноса, которая стремится к значе-

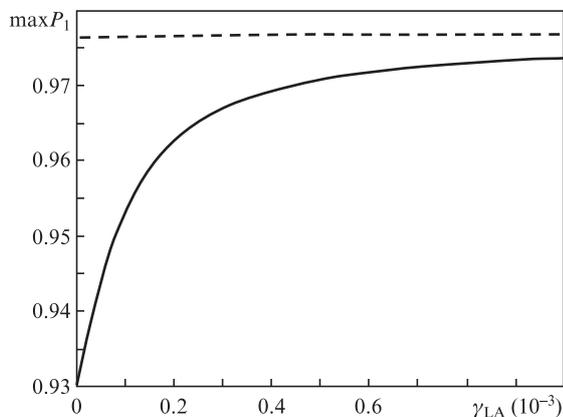


Рис.7. Зависимости $\max P_1$ от скорости распада LA фононов для режимов сильного (сплошная кривая) и слабого (штриховая кривая) взаимодействия мод и ДКТ. Параметры системы: $V = 10^{-2}$, $\Delta_0 = 0$, $\Delta_{LO} = 10^{-3}$, $\Omega_{A(B)} = g_{LO} = 10^{-5}$, $\kappa = \gamma_{LO} = 10^{-7}$, $N = 20$.

ниям, характерным для ДКТ с подавленной связью с LA фононами (штриховая линия на рис.7). Плотность фоновонных мод при этом была значительной (20 мод на интервале шириной $0.01 V$). Объяснить полученный результат можно следующим образом. Как следует из модели Джейнса – Каммингса с феноменологическим учетом диссипации в рамках формализма уравнения Шредингера, скорости распада фотонной и электронной подсистем играют роль эффективных отстроек. Выбор параметров для рис.7 отвечает симметричной ДКТ, управляемой одnofотонным полем МР, а фоновонные моды рассматриваются как резервуар. Увеличение на несколько порядков скорости распада LA мод выводит их из резонанса с ДКТ, блокируя таким образом этот диссипативный канал.

5. Заключение

Традиционно, акустические и оптические фононы в твердотельных системах представляют собой основной канал потери когерентности, а в квантовых вычислениях на зарядовых кубитах они являются серьезным источником ошибок. Это обусловлено, в первую очередь, континуальным типом частотного спектра фононов, который описывается в рамках марковского подхода. Однако для устройств с характерными размерами менее 1 мкм спектр фоновонных мод становится квазидискретным, что позволяет говорить о когерентном взаимодействии (обратимом обмене энергией) электронной системы (кубита) и фоновонных мод. С одной стороны, данное обстоятельство делает возможным использование этих мод в качестве вспомогательного инструмента для управления состоянием кубита. С другой стороны, увеличение дискретизации спектра и усиление локализации механической (деформационной) энергии приводят к усилению взаимодействия электрона ДКТ с большим числом мод, что может вызвать изменение расчетной эволюции кубита. Наглядным примером такой фоновонной системы служит набор собственных мод Лэмба пластины-мембраны.

В работе проведен теоретический анализ динамики одноэлектронной ДКТ в оптическом МР с учетом влияния оптических и акустических фононов. В качестве примера акустической фоновонной подсистемы рассмотрены моды Лэмба тонкой арсенид-галлиевой пластины, получены частоты спектра фононов и коэффициенты их взаимодействия с электроном. Было установлено, что процессы, связанные с влиянием фононов, приводят к определенным модификациям квантовой эволюции данной системы. Как правило, это выражается в снижении вероятности переноса при увеличении энергий взаимодействия из-за «перемешивания» возбужденных уровней ДКТ при совпадении энергии их расщепления с частотой одной из акустических мод. Расчеты были выполнены как для конкретного набора индивидуальных мод пластины (до 50 мод), так и в приближении белого шума, когда все моды считаются тождественными. Можно отметить зависимость вероятности электронного переноса между КТ (вероятности выполнения операции «НЕ») от начального состояния акустической подсистемы. Кроме того, увеличение скорости распада мод приводит к блокировке связи между ДКТ и фононами. Также была рассмотрена схема управления зарядовым кубитом с комбинированным фотон-фоновонным управлением. Как следует из расчетов, оптическая фоновонная мода пластинки может эффективно использоваться для резонансного воздействия на кубит и

реализации вентиля «НЕ». Дальнейший учет особенностей спектра фононов (например, в стержне или в пластинке) позволит точнее рассчитать скорости диссипации и получить более четкое представление о процессах, происходящих в оптически управляемой ДКТ.

Авторы выражают благодарность М.С.Рогачеву за помощь в численных расчетах.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФАНО России.

1. Fedichkin L., Yanchenko M., Valiev K.A. *Nanotechnology*, **11**, 387 (2000).
2. Hu X., Koiller B., Das Sarma S. *Phys. Rev. B*, **71**, 235332 (2005).
3. Burkard G., Loss D., DiVincenzo D.P. *Phys. Rev. B*, **59**, 2070 (1999).
4. Цуканов А.В., Валиев К.А. *Микроэлектроника*, **36**, 83 (2006).
5. Hayashi T., Fujisawa T., Cheong H.D., Jeong Y.H., Hirayama Y. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 226804 (2003).
6. Lu X.-Y., Wu J., Zheng L.-L., Zhan Z.-M. *Phys. Rev. A*, **83**, 042302 (2011).
7. Цуканов А.В., Опенов Л.А. *ФТП*, **38**, 94 (2004).
8. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. *Микроэлектроника*, **42**, 246 (2013).
9. Jacak L., Machnikowski P., Krasnyj J., Zoller P. *Eur. Phys. J. D*, **22**, 319 (2003).
10. Urayama J., Norris T.B. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4930 (2001).
11. Grange T., Ferreira R., Bastard G. *Phys. Rev. B*, **76**, 241304 (2007).
12. Zibik E.A., Grange T., Carpenter B.A., Porter N.E., Ferreira R., Bastard G., Stehr D., Winner S., Helm M., Liu H.Y., Skolnick M.S., Wilson L.R. *Nat. Mater.*, **8**, 803 (2009).
13. Krauss T.D., Wise F.W. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 5102 (1998).
14. Ortner G., Oulton R., Kurtze H., Schwab M., Yakovlev D.R., Bayer M., Fafard S., Wasilewski Z., Hawrylak P. *Phys. Rev. B*, **72**, 165353 (2005).
15. Li X.-Q., Nakayama H., Arakawa Y. *Phys. Rev. B*, **59**, 5069 (1999).
16. Liao Y.Y., Chen Y.N., Chou W.C., Chuu D.S. *Phys. Rev. B*, **77**, 033303 (2008).
17. O'Connell A.D., Hofheinz M., Ansmann M., Bialczak R.C., Lenander M., Lucero E., Neeley M., Sank D., Wang H., Weides M., Wenner J., Martinis J.M., Cleland A.N. *Nature*, **464**, 697 (2010).
18. Jua W.-M., Zhu K.-D., Huang P.-H., Zheng H. *Eur. Phys. J. B*, **72**, 417 (2009).
19. Debold S., Brandes T., Kramer B. *Phys. Rev. B*, **66**, 041301 (2002).
20. Liao Y.Y., Chen Y.N. *Phys. Rev. B*, **81**, 153301 (2010).
21. Bannov N., Aristov V., Mitin V. *Phys. Rev. B*, **51**, 9930 (1995).
22. Bannov N., Mitin V., Stroschio M. *Phys. Status Solidi B*, **183**, 131 (1994).